



TITLE:

10MeV以下の陽子-陽子散乱微分断面面積の精密測定とその現象論的解析について(Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

今井, 憲一

---

CITATION:

今井, 憲一. 10MeV以下の陽子-陽子散乱微分断面面積の精密測定とその現象論的解析について. 京都大学, 1975, 理学博士

ISSUE DATE:

1975-09-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k1654>

RIGHT:



學位申請論文

今井憲一



「 10 MeV 以下の陽子 - 陽子散乱微分  
断面積の精密測定とその現象論的  
解析について 」

§ 1 序論

§ 2 実験装置と方法

§ 3 Data Reduction &  $\mu$  補正

§ 4 実験結果 &  $\mu$  誤差

§ 5 解析

§ 6 Discussion

## § 1 序論

低エネルギーの核子-核子散乱については、これまでに数多くの data が集積され、これらの data を用いた energy dependent な phase shift analysis では、 $n$ - $p$  系に現れる若干の phase shift を除き、450 MeV まで unique な phase shift の解が求められた。特に  $P$ - $P$  散乱の場合は、実験精度も良く、測定された observables も多い為、その analysis によって求められた phase shift の精度はかなりのものである。しかし、25 MeV 以下及び 50 MeV 付近の  $P$ - $P$  散乱の analysis に於いては、特に  $P$ -wave について、先に述べた energy dependent な phase shift の解と異なる解が得られている。そして、energy dependent な analysis に於ける energy dependency の取り入れ方が問題にされると共に、それらの結果が data 間の inconsistency と関係している事が指摘された。<sup>2)~4)</sup>

一方、核子-核子相互作用の理論として、

one boson exchange や two pion exchange model が精力的に研究されてきている。<sup>5)</sup> これらの model は、少ない parameter で実験結果を良く再現し得るが、scalar meson の問題、two pion exchange の計算法、Regge 化の問題等、未解決の部分も少なくない。そして、これらの model を検討していく上で、phase shift の ambiguity をなくし、その energy dependency を明らかにする事が実験研究に望まれている。

10 MeV 以下の P-P の微分断面積の精度の良い測定は、今までに Wisconsin,<sup>6)</sup> Minnesota,<sup>7)</sup> Berkeley,<sup>8)</sup> で行われている。しかし、Sher, Signell, Heller,<sup>2)</sup> (SSH) によつて、energy dependent 及び energy independent に、これらの data が詳細に解析された結果、これらの data 間の実験精度をはるかに越えるくらい違いがある事が示された。我々の実験目的は、この data 間の ambiguity に結着をつけ、各 energy に於いて phase shift を決め、それを通じて one boson

exchange model を現象論的に調べる事である。

10 MeV 以下の p-p の微分断面積は、higher wave phase shift を one pion exchange model で仮定すると、 $^1S_0$  と "central" P-wave phase shift,  $^3\Delta_c$ , ( $^3\Delta_c = \frac{1}{4} \{ \delta(^3P_0) + 3\delta(^3P_1) + 5\delta(^3P_2) \}$ ) の 2 つの parameter だけで記述できる<sup>9)</sup>。つまり、P-p の微分断面積の data だけを用いて、その energy に於けるこれらの phase shift を、unique に決める事が出来る。この事は、より高い energy では、多くの observables を測らねば phase shift が決まらぬ事と比べると、このエネルギー領域の大きな特徴である。SSH によると、 $^3\Delta_c$  は、各実験で大きくない違いを見せているが、10 MeV 以下で、既に one pion exchange model で predict される値からかなりずれている。 $^3\Delta_c$  は、Born 近似が成立する範囲では、P-state の核力の central force による "phase shift" と考えられる<sup>10)</sup>。one pion exchange による P-state の central force は弱い斥力を示す。しか

し、 $\Delta_c$ は、10 MeV程度で negative から positive になっており、既にこのエネルギー領域で、scalar meson 又は  $I=0$ ,  $T=0$ , two pion exchange による引力が効いている事を示している。それ故、one pion exchange が確立した現在、この parameter を精密に決める事によって、scalar meson 或は、 $I=0$ ,  $T=0$ , two pion exchange について、重要な information を得る事が出来ると考えられる。特にこのような低い energy では、P-wave の impact parameter は非常に大きく、比較的重い  $\rho$  や  $\omega$  等の vector meson exchange の effect を余り受けずに、比較的軽いと思われる scalar 又は、two pion の information だけを、主に抽出出来ると言うのが大きな特徴であり、<sup>11)</sup> この実験の主眼点である。

しかし、 $\Delta_c$ は  $\approx 0.1^\circ$  と非常に小さいので、Coulomb 項との干渉項としてしか微分断面積に知ってこない。それ故、この parameter を精度良く決める為には、前方の散乱角を中心とし

に角度分布を、精度良く測定する事が重要である。その為、実験に際しては、角度に depend した systematic な error が入らないように細心の注意を払った。又、data の信頼度を上げる為、何度か同じ測定を行った。この測定の相対誤差  $\sim 0.3\%$  は、ほとんど統計精度によるものである。絶対精度は  $\sim 0.4\%$  で、 $\Delta c$  には余り sensitive ではないが、 $\delta$  phase shift には比較的 sensitive である。 $\delta$  phase shift は、scattering length や shape parameter 等の low energy parameter を決める上では重要である。

analysis に際しては、vacuum polarization 等、Coulomb 力以外の electro-magnetic interaction を考慮した<sup>12)</sup>。この実験の解析結果は、Berkeley の Data や、この Data を用いた SSH の analysis の解とも異なり、むしろ MacGregor 等の energy dependent  $\pi$  phase shift の解と一致するものであった。



## § 2 実験装置と方法

### 1 ビーム及び散乱槽

この実験は、京大理学部の特ンデム、バンデ、グラーフ加速器によって加速された陽子ビームを用いて行われた。加速された陽子ビームは、 $90^\circ$  analyzing magnet によって momentum を analyze され、さらに振り分け magnet によって曲げられ、Q-magnet により集束されて直径  $100\text{cm}^{\phi}$  の大型散乱槽に入射される。ビームのエネルギーは、 $90^\circ$  analyzing magnet によって決められ、その磁場は、水素の NMR 信号を用いて常時モニターされている。ビームのエネルギー巾は、この magnet の物点、像点におかれたスリット巾によって決まるが、この実験では、それぞれ  $2\text{mm}$  巾のスリットを用いた。この magnet の  $\rho$  が  $800\text{mm}$  なので、ビームのエネルギー巾は、この場合、 $\pm 0.25\%$  である。しかし、左右の像点スリットにあたるビーム強度を、加速電圧にフィードバック

し、加速電圧を安定化すると共に、像点スリットを通過するビームのエネルギー分布が、偏らないようにしている。平均エネルギーの変化は、 $\pm 0.1\%$ 程度である。

次に、散乱槽を Fig. 1 に図示する。この散乱槽に約  $0.1$  気圧の高純度の水素ガスを詰め、Detector はガス中に Set する。入口の Ni-foil は、ターゲットガスと transport line の真空を分離する為であるが、multiple scattering によるビームの広がりをおさくする為、直径  $5\text{ mm}$ 、厚さ  $0.25\mu$  という極めて薄い foil を使用した。この foil は、約  $0.3$  気圧の圧力に耐える事が出来た。さらにビームは、 $0.3\text{ mm}$  厚、 $2.5\text{ mm}$  の stainless 製の double slit によって collimate される。collimation slit edge による散乱をおさくする為、スリットの厚さを出来るだけ薄くした。ビームの大きさ、入口の Ni-foil の所で、横巾約  $3\text{ mm}$  縦巾約  $6\text{ mm}$  に集束されている。散乱領域に於けるビームについては、foil 及び水素ガス

による拡散を考慮せねばならない。multiple scatteringの<sup>13)</sup>effectを入れて、ビームのプロファイルも、Monte Carlo法によって調べた結果をFig. 2に示す。この計算では、入口のNi-foilでは平行な一様ビームと仮定し（実際、foil等による拡散に比べると、その拡散は無視出来る） $H_2$ ガスのeffectは、effectiveに同じ厚みをもつ仮想的な" $H_2$ -foil"で代用した。 $H_2$ ガスのeffectは、Ni-foilのeffectと比べると小さいので、この仮定で十分だと考えられる。Ni-foil及び $H_2$ ガスによるmultiple scatteringの $1/e$  angleは、5 MeVでは、 $5 \times 10^{-3}$  rad だが、slitでcollimateされているので、Fig. 2に示されているように、effectiveには $3 \times 10^{-3}$  radである。これらのeffectは、後述べるように、G-factor及びcharge collectionの評価の時に考慮されねばならない。

## 2 Faraday cup と charge collection

Fig. 1 に示されているように、Faraday cup

は、小さな diffusion pump で  $\sim 1 \times 10^{-6}$  Torr に保  
 ちてあり、gas target との分離には、30mm $\phi$   
 , 2.5 $\mu$  の Havar-foil を用いている。ビームの  
 広がりには、Faraday cup での beam collection の  
 精度に影響する。それ故、同じく Monte Carlo  
 法によって、出口の Havar foil 上、及び Fara-  
 day cup の入口での beam の profile を計算し  
 た (Fig. 3)。この場合は、H<sub>2</sub> ガスは、3枚の  
 仮想的な "H<sub>2</sub>-foil" に置き換えた。Fig. 3 か  
 ら、beam collection は十分である事が確かめら  
 れる。実際、この計算結果は、感光紙で beam  
 spot を調べた結果とほぼ一致する。Faraday  
 cup 部には、Fig. 1 に示すように、2つの永  
 久磁石によって、磁場を作っている。前方の  
 は、出口の Havar foil からの最大エネルギー  
 の electron (陽子エネルギー 8 MeV の時、最大  
 16 keV のエネルギーをもつ) を、十分 trap  
 する事が出来、又、他方は Faraday cup か  
 ら、後方に散乱される、比較的エネルギーの  
 小さな electron を、trap する為のものである。



current integrator の reproducibility は、公称 0.02% である。水銀電池と高抵抗から成る current source を用いて、実験中、時々 calibration をして、integrator の reproducibility を check し、又、integrator の温度も常時 monitor した。それによると、相対的な calibration の精度 0.05% 以上の変動は見られなかった。(尚、calibration の絶対精度は、水銀電池の電圧、及び高抵抗の絶対測定 of 誤差の為、total で 0.12% であった。) 又、Faraday cup の電気的絶縁は、500 M $\Omega$  以上で、integrator の input impedance に比べて、十分大きく、leak current は無視できる。

### 3 Gas target

この実験では、大型散乱槽全体に水素ガスをつめて、target とした。通常よく使われる薄膜の窓のついた、小さな gas target を使用しなかったのは、foil よりも gas の方が、multiple scattering の effect が小さい為であ

る。

水素ガスは、99.999%の高純度ガスを使用し、その圧力を蒸気圧  $\leq 10^{-8}$  Torrの高真空用oil DC704を用いたoil manometerで測定した。約0.1気圧程度ของガスをつめて実験したが、level差は、約100cmで、測定精度は $\pm 0.3$ mmである。又、oilのdensityは、 $15^{\circ}\text{C} \sim 30^{\circ}\text{C}$ にわたり、0.1%の精度で測定した。

温度は、散乱槽に精密級の水銀温度計をsilicon グリ-スでcontactさせて、 $0.1^{\circ}\text{C}$ の精度で測定した。これらの測定は、各run毎に行った。一連の測定中での変化は、非常に小さく、温度で $0.3 \sim 0.4\text{ K}^{\circ}$ 、圧力で2mm程度であった。圧力はgasをつめてから、1時間くらいの間は、散乱槽の壁による吸着等のために、少し減少する傾向が見出されたが、その後ほぼほとんど変化しなかった。

一般に、時間が経つと、壁からのout gasの為にcontaminant gasが増加する。散乱陽子のエネルギースペクトルでは、contaminant

gas による peak と、水素による peak は、ほとんどの角度で分離している。それ故、contaminant gas からの Yield によって、その分圧を計算する事が出来る。この場合、contaminant gas は、主に空気だと考えられるので、空気による陽子の散乱の角分布を測定し、その data を用いて分圧を計算した。実際は、contaminant による分圧が問題になる前に、gas をつめかえて実験したので、それによる圧力の補正は、ほとんど必要なく、最大でも 0.1% 程度であった。

#### 4 Detector system

散乱陽子は、 $770\mu\text{m}$  の厚さの Surface barrier type の SSD で検出した。Slit system は、巾  $4\text{mm}$  の front slit 及び  $4\text{mm} \times 8\text{mm}$  の rear slit から成り、いずれも  $0.5\text{mm}$  厚のステンレス製で、放電加工によって作られている。これらの dimension は、光学的に  $\pm 1\mu\text{m}$  の精度で測定されている。又、front slit と rear

slit の間に、Detector assembly の cover の内壁による散乱粒子が、Detector に入るのを避ける為に、buffer slit を設けた。

この Detector assembly は、約  $100\text{ cm}^2$  の回転テーブル上に固定され、又、Detector の slits は、 $0^\circ$  に於いて beam collimator slits と共に、transit で set した。回転センター及びこれらの slit の setting は、約  $0.05\text{ mm}$  の精度である。

Detector の setting の角度は、回転テーブル側面の角度目盛で読みとるが、視差をなくす為、小さな望遠鏡を用いた。角度の setting は、特に前方の散乱角では、大きな誤差の原因になるので、どの程度の精度で setting 出来るかを、レーザーと平面鏡を用いて、次の要領で調べた。

十分な平面度の表面鏡を、回転テーブルのセンターの位置に固定し、そのほぼ中心に、レーザー光線をあてる。約  $6.5\text{ meters}$  離れた実験室の壁にとりつけたメジャー上に反射し



ターゲット光の位置を読みとる事によって、回転ターゲットの回転角を測定した。この測定で、角度の setting 精度を調べると共に、角度目盛の calibration も出来る。

$-15^{\circ}$  ~  $+25^{\circ}$  の範囲で  $1^{\circ}$  毎に数回測定した結果、角度の setting に於ける誤差の標準偏差は  $\pm 0.34'$  であった。この誤差は、同じ角度で何度も setting しなおした時の値とほぼ同じであり、角度の目盛は、この精度内で正しい事がわかった。

又、 $45^{\circ}$  の位置に monitor 用の Detector system をつけ、target gas 及び beam 量をモニターした。

## 5 Electronics

測定回路を Fig. 4 に示す。測定回路は、非常に簡単なものであるが、この実験の場合には、特に各回路の dead time による event の数え落しに注意しなくてはならない。特に数え落し問題になるのは ADC である。ADC の数

え落しを補正する為に、self-Gateを作り、Linear Gateを通して、Gate数を scaler で数えている。

各回路の速さは、SSD-Pre Amp の立ちあがりには  $100 \text{ nsec}$ , Amp は shaping time  $250 \text{ nsec}$ . Discre は dead time  $1 \mu\text{sec}$ , scaler は  $20 \text{ MHz}$  である。counting loss 補正用として、Discre の dead time  $1 \mu\text{sec}$  が最大である。counting rate は、 $200 \text{ }^{\circ}/\text{sec}$  以下になるよう、ビーム量を調整したので、Discre での counting loss は、 $0.02\%$  以下で、この実験の精度から比べて無視できる。ADC の counting loss は  $2\%$  以下で、その補正の精度は  $0.2\%$  以下と考えられる。この誤差は、ADC の counting loss が、pulse height に depend する事を考慮したものである。

全回路の energy resolution は、約  $1\%$  (FWHM) で、 $6 \text{ MeV}$  以上の proton に対しては、 $1\%$  以下であった。  $5 \text{ MeV}$  の  $8^{\circ}$  と  $9^{\circ}$  の測定以外は全て、contaminant と p-p 散乱の peak を、分離する事が出来た。

## 実験手順

Systematic な error を少なくする為に、実験の条件を実験中出来るだけ測定し、又、monitor しなくてはならない。各角度では、何回かに分けて data をとり、その consistency を check すると共に、 $25^\circ$  より前方の角度では、ビーム方向のドリフトの影響をなくす為、左右の角度で交互に何度か data をとり、平均した。この操作は、角度の  $0^\circ$  check を行った事にもなっている。

角度を変える度に、gas 圧力、及び温度を読みとり、integrator の calibration は、数時間毎に行った。 $45^\circ$  に固定された monitor detector の Yield によって、その統計誤差  $0.1 \sim 0.2\%$  の範囲で、beam 量、及び target 量の測定結果と consistent である事を確かめた。

実験の終りに、 $C^{12}(p,p)C^{12}$  の  $4.808 \text{ MeV}$  の resonance を用いて、energy calibration を行った。これは、入口の Ni-foil をつけたまま、chamber を真空にして測定した。C-foil は、 $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

を用い、Ni-foilと共に、その厚さを、 $\text{Am-}\alpha$  source を用いて測定した。

散乱の領域での incident energy を決める為には、各 energy で Ni-foil 及び  $\text{H}_2$ -gas での energy loss を知らねばならないが、これは、Marion と Young の ガウツ<sup>13)</sup> によった。例えば、5 MeV での Ni-foil 及び散乱中心子での  $\text{H}_2$ -gas による energy loss は、それぞれ 9.8 keV と 53.7 keV である。これらの estimation の誤差は、せいぜい数%であり、実験の精度と比べて無視出来る。



### § 3 Data reduction と補正

gas target の場合、cross section は次式で与えられる。

$$\sigma_{\text{Lab}}(\theta_L) = Y \cdot \sin \theta_L / n N G$$

ここで、 $\theta_L$  は、Lab 系の散乱角、 $Y$  は Yield、 $n$  は 1cc あたりの target の個数、 $N$  は beam の数である。 $G$  はいわゆる Geometrical factor で、これについては、後で詳しく述べる。

#### 1 Yield estimation

Fig. 5 に散乱された陽子の energy spectre の例を示す。まず contaminant による elastic peak は、5 MeV の  $8^\circ$ ,  $9^\circ$  の測定以外は、p-p の elastic peak と分離出来るので問題はない。分離出来ない所では、その前後に分離可能な角度で測定し、陽子の空気での散乱角分布の Data で補正した。補正の量は、 $0.1 \sim 0.3\%$  で、補正の精度は、実験精度からいって無視でき

る。

Fig. 5 に示されているように、 $p$ - $p$  elastic peak より low energy 側には background がある。background の原因としては、collimation slit の edge scattering 等による beam 中の low energy 成分、SSD での reaction、Detector 側の slit による slit edge effect 等が考えられる。beam 中の low energy 成分については、 $45^\circ$  で coincidence をとり、2次元の energy spectre を調べたが、Fig. 6 を見てわかるように、ほとんどない事がわかった。SSD での nuclear reaction の確率は、8 MeV 以下では  $0.07\%$  以下で、<sup>(14)</sup> background の主な原因とはなり得ない。それ故、background の主なものは、slit edge によるものと考えられる。slit edge による background は、 $p$ - $p$  の peak の channel まで、連続的にあるはずであり、Fig. 5 の真線のように、background の subtraction を行うのが適当である。 $p$ - $p$  の elastic peak の tail だが、どこまで伸びているかについては、energy loss の fluct.

uation等 を考慮した Monte Carlo 計算による P-P の spectra と比べて判断した。

background subtraction の量は、Yield の 0.1 ~ 0.3% 程度であり、subtraction による誤差は、それより one order 小さくなるので無視できる。

gas を抜いて真空にした時の測定では、 $8^\circ$ ,  $9^\circ$  以外は何も入らないが、 $8^\circ$ ,  $9^\circ$  では、collimator の slit や buffer の slit の edge の effect と考えられる background が、low energy 側に観測された。この為に、これらの角度では、0.2 ~ 0.3% の background subtraction が必要だが、それ以外では background subtraction は 0.1 ~ 0.2% である。

その他、Yield estimation に対する補正として、ADC の counting loss の補正、及び nuclear reaction による SSD の inefficiency の補正を行った。後者は、先に述べたように 0.07% 以下で非常に小さい。

## 2 G-factor

G-factor については、Silverstein<sup>15)</sup>によって詳しく調べられており、次式によって与えられる。

$$G = G_{00} (1 + \Delta_0 + \Delta_1 \frac{\sigma'''(\theta)}{\sigma(\theta)} + \Delta_2 \frac{\sigma^{(2)}(\theta)}{\sigma(\theta)} + \dots)$$

$$G_{00} = 4b_1 b_2 l / R h$$

ここで、 $\sigma(\theta)$ は Lab 系の cross section,  $\sigma^{(n)}(\theta)$ はその  $n$  次の微分である。  $b_1, b_2$  は、それぞれ前後の slit の半分の中、  $l$  は後の slit の縦の長さ、  $R$  は散乱中心から後の slit までの距離、  $h$  は前後の slit 間の距離である。

$\Delta_n$  は、角度及び Geometry によって決まるもので、line beam 及び、有限の径をもった平行ビームの場合は、silverstein によって与えられている。又、divergent な beam に関しては、Critch field と Dodder<sup>16)</sup> によって計算されている。

この実験では、ビーム強度が  $\sim 20 \text{ nA}$  で、あまり強くなく、その為に、少々大きな G-factor ( $G_{00} \sim 9.8 \times 10^{-5} \text{ cm}$ ) を用いざるを得ない。



った。その為、展開項が無視できず、 $8^\circ$ では  
1% 強の補正が必要になる。Critch field と  
Dodder の divergent な beam に対する計算は、  
foil による等方的広がり仮定しており、こ  
の実験の場合は、Fig. 2 に示されているよう  
に、むしろ平行ビームの式に近いと思われる  
。

これを確かめる為に、実際の beam について  
、Monte Carlo法によってシミュレーションを  
行い、cross sectionが等方的な場合、つまり  
 $\sigma^{(u)}(\theta) = 0$  の時と real な角分布を仮定した時の差  
を調べた。cross section に depend した補正項  
を  $G_{00}$  に対する % として、Fig. 7 に示す。こ  
こでは実線は、 $2.8 \text{ mm}^\phi$  の平行ビームとした  
場合の計算値で、点線は、完全に広がった  
beam の場合の計算値である。但し、ここでは  
計算は才3次微分の項までとり、cross section  
に depend した部分のみ比べる為に、 $\Delta_0$  は除  
いている。実際  $\Delta_0$  は、平行ビームの場合、最  
大でも 0.04% 程度である。これによると、こ

の実験では 3 次の項までの平行ビームの計算式で十分の事がわかる。

又、この計算に必要な cross section は、2 % 以内で、self-consistent であり、実際 cross section の計算に使う S-wave の phase shift を  $1^\circ$  変えても、G-factor の変化は、最大 0.01 % である。beam の径の dependency も小さく、 $1\text{mm}$  の変化に対し、G-factor の変化は、最大 0.01 % である。

### 3 multiple scattering effect

その他の correction としては、散乱粒子の、ガスによる multiple scattering の effect が考えられる。multiple scattering の correction は、散乱臭から Detector までの  $\text{H}_2$  gas による multiple scattering の為に、Detector に入るべき粒子が、散乱されて入らない数と、もともと Detector に入るべきでない粒子が散乱されて、Detector に入る数とが、打ち消し合わない結果として表われる。散乱の角分布が急激な程、この効

果は大きいと考えられる。それ故、5 MeV,  $8^\circ$  の条件で、Monte Carlo 計算によって、この effect を調べた。

Cross section は、2% 以内で実験値を再現するものをいい、連続分布の  $H_2$  gas の代りに計算を簡単にする為、散乱板から Detector までの間に、effective に同じ厚さにするように入射の仮想的な " $H_2$ -foil" を置き、multiple scattering のシミュレーションを行う。最初の p-p 散乱の乱数発生領域は、multiple scattering を起して、Detector に入る確率が、一定以上ある領域に限られる。そして、" $H_2$ -foil" が無い場合に、Detector に入るべき数と、multiple scattering されて、実際に入ってきた数とを比べる。この結果、foil が無い時に入るべき数と、実際に入ってきた数の ratio は、 $1.0008 \pm 0.0012$  であった。5 MeV,  $8^\circ$  という条件は、最も multiple scattering の effect が、大きいと考えられるので、multiple scattering の effect は無視できるとした。尚、multiple

scattering effect は、ガス圧に依存するもので、 $H_2$ -gas の圧力を 0.1, 0.075, 0.05 気圧にして測定したが、統計精度  $\sim 0.3\%$  内で変化は見られなかった。

## § 4 実験結果と誤差

Table 1 及び Fig. 8 に、得られた微分断面積の結果を示す。尚、Lab 系の cross section から、CM 系の cross section へ変換する Jacobian は、relativistic 式を用いた。

Table 2 に、誤差の主なものをまとめを示す。ここでは、energy の normalization error 以外は、すべて cross section に対する error として示した。error の主なものは、統計誤差である。ほとんどの測定角で、これは 0.3 % であるが、前方の角度では、Yield が多いので 0.2 % 程度である。

角度の setting は、§ 2 で述べたように、 $\pm 0.34'$  の精度であるが、これを cross section の誤差に直すと、 $8^\circ$  では 0.3 % ~ 0.5 % と、前方ではかなり大きくなるが、 $13^\circ$  以上では 0.1 % 以下で、大きな角度ではあまり問題にはならなくなる。尚、beam の方向のドリフトは、左右の角度で交互に与える事によって消去されたと考え、誤差には入れない。



$C^{12}(p,p)C^{12}$  の 4.808 MeV resonance を用いて、数回 energy calibration を行、たが、その結果、beam の energy drift が  $\pm 0.1\%$  程度であ、たので、これを energy の relative error とした。cross section は、前方では  $E^{-2}$  に比例し、後方では  $E^{-1}$  に比例する為、 $0.1\%$  の energy error は、cross section に直すと前方で  $0.2\%$ 、後方で  $0.1\%$  と角度に depend した量になる。

target gas の圧力、及び温度の誤差は、relative には manometer の level 差、及び温度計の読み の精度 そのものである。target number に対して、これらは相対誤差となるが、oil の density の測定誤差は、normalization error になる。oil density の誤差は、比重計による測定の精度である。

charge collection の誤差は、相対誤差として、integrator の reproducibility  $0.02\%$ 、normalization error は、integrator の calibration の精度で決まる。これは、ほぼ calibration 用の

current sourceを構成する水銀電池の電圧測定(0.07%)と、高抵抗の測定(0.1%)の精度による。

G-factorの誤差は、ほとんど normalization errorで、slitの中や、位置の測定の誤差によるものである。G-factorの補正項の estimationの精度は、Monte Carlo計算の誤差 $\leq 0.05\%$ によるもので、前方の角度だけしか効かない。

この表にあげた他、contamination、及び backgroundの estimation 及び SSDの inefficiency correctionの errorがあるが、これらは、無視できる程小さい。

## § 5 解析

10 MeV 以下の微分断面積は、次式で表わされる<sup>2)</sup>。

$$\sigma(\theta) = \sigma_N(\theta) + \sigma_{\text{Int}}(\theta) + \sigma_{c+vp}(\theta)$$

$$\begin{aligned} k^2 \sigma_N(\theta) = & \sin^2 \delta_0 + 18 \Delta_T^2 \left[ \frac{36}{25} + \left( \frac{\Delta_{LS}}{\Delta_T} \right)^2 \right] \\ & + 9 \cos^2 \theta \left[ 3 \Delta_c^2 + 2 \Delta_T^2 \left\{ \frac{12}{35} - \left( \frac{\Delta_{LS}}{\Delta_T} \right)^2 \right\} \right] \\ & + [\text{higher wave contribution}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k^2 \sigma_{\text{Int}}(\theta) = & \frac{1}{2} \text{Im} [e^{2i\tau_0} (e^{2i\delta_0} - 1) f^{s*}] + 9 \Delta_c^2 \cos \theta \times \\ & \text{Re} [e^{2i(\tau_1 + \tau_2)} f^{t*}] + [\text{higher wave contribution}] \end{aligned}$$

$$k^2 \sigma_{c+vp}(\theta) = \frac{1}{4} |f^s|^2 + \frac{3}{4} |f^t|^2$$

$$f^s = f_c(\theta) + f_c(\pi - \theta) + f_{vp}(\theta) + f_{vp}(\pi - \theta)$$

$$f^t = f_c(\theta) - f_c(\pi - \theta) + f_{vp}(\theta) - f_{vp}(\pi - \theta)$$

$$\Delta_{LS} = \frac{1}{12} (-2 \delta_{10} - 3 \delta_{11} + 5 \delta_{12})$$

$$\Delta_T = \frac{5}{12} (-2 \delta_{10} + 3 \delta_{11} - \delta_{12})$$

∴  $\tau$ 、 $f_c$  は coulomb amplitude、 $f_{v.p}$  は vacuum polarization の amplitude を表す。  $\delta_0$  は  $\delta_0$ -phase shift、 $\tau_0, \tau_1$  は vacuum polarization に よる  $L=1, 2$  に 対応する phase shift を、 $\delta_{1J}$  は  ${}^3P_J$ -phase shift を表す。

この analysis では、vacuum polarization amplitude 及び phase shift  $\tau_0, \tau_1$  については、Coulomb Distorted Wave Born Approximation を用いて導き出した式<sup>17) 18)</sup>を使った。これらの式は  $\eta (= \frac{e^2}{\hbar v})$  で展開されており、1 MeV 以上では、より精密な数値計算の結果と数%の範囲で一致している事が確かめられている<sup>2)</sup>。

式から判るように、nuclear phase shift として、微分断面積に主に与くのは、 $^1S_0$ -phase shift と  $^3\Delta_c$  である。 $^3\Delta_{cs}$  や  $^3\Delta_T$  は、2次で与くのに対し、 $^3\Delta_c$  は、Coulomb 項との1次の干渉項の為に、その contribution が特に重要である。しかし、計算プログラムの関係で、実際には  $^1S_0$  phase shift と  $^3P_0$  phase shift を、free parameter として analysis を行った<sup>19)</sup>。そして D-wave 以上は、one boson exchange model の predicted value に fix した。この one boson exchange model の各 parameter は、Furuichi<sup>20)</sup> 等によって、450 MeV までの N-N の Data に fit するように選ばれた値を用いた。 $^3P_1$  と  $^3P_2$

の phase shift は、 $p$ - $p$  の 450 MeV での energy dependent solution<sup>1)</sup> の値に fix した。  
 $^3P_1$  と  $^3P_2$  の固定の仕方をいろいろ変えて analysis しても、 $^3\Delta_T$  や  $^3\Delta_{LS}$  は、変化するが、 $^3\Delta_C$  は、ほとんど変化しないので、 $^3\Delta_C$  を問題にするか  
 ぎり、このような phase shift analysis の仕方でも十分だと考えられる。実際、Berkeley の data について、この方法で analysis した結果は、Sher 等の analysis の結果と一致した。

次に、phase shift analysis の結果を Table 3 に示す。Table 3 の A は、data の誤差を relative error とした時の結果である。error が、全て正しく standard deviation で示されておれば、data-point あたりの  $\chi^2$  は 1 に近い。よって、この結果は、error estimation が reasonable であることを示している。

Table 3 の B は、error の絶対誤差を用いて analysis した結果である。Table 3 の C は絶対誤差のうち energy の normalization error の中だけ energy を変えて、analysis した時の

結果を示している。実際、phase shift の誤差としては、Table 3-2 で与えられた誤差に、energy 変化に対応する phase shift の変化を誤差として、加味したものをを用いるべきであろう。

$^1S_0$  phase shift と  $^3\Delta_c$  について、他の data によるものと共に、Fig. 9, 10 に示す。この実験の結果は、特に  $^3\Delta_c$  については、Berkeley の data 等と大きくずれているが、 $^1S_0$  phase shift の場合と共に、energy dependent solution とは、むしろ consistent な結果と出ている。又、Wisconsin の  $\sim 4 \text{ MeV}$  までの結果とも、consistent なようである。

$^1S_0$  phase shift については、 $^3\Delta_{cs}$  及  $n^3\Delta_T$  の仮定（今の場合  $^3P_1$  と  $^3P_2$ ）に、少々 depend するので、 $^1S_0$  の誤差は、 $^3\Delta_{cs}$  及  $n^3\Delta_T$  の ambiguity を入れると、Table に示したよりも、もう少し大きいと考えるべきであろう。



## § 6 Discussion

Fig. 10 に示されているように、我々の実験の結果は、5 MeV ですでに  ${}^3\Delta_c$  が positive になっており、この事は、one pion exchange の斥力に、すでにこの energy で scalar meson 又は two pion の引力が、打ち勝っている事を示している。しかも、より高い energy の data で fit した one boson exchange の prediction よりも、かなり positive な方向にずれているという事は、通常用いられるよりも、scalar meson の mass を小さくするか、coupling constant を大きくしなければ、one boson exchange model でこの  ${}^3\Delta_c$  を fit する事が出来ないという事を示している。")

Fig. 10, 及び Table. 3 に、one boson exchange model との比較、及び boson の parameter を示す。確かに scalar meson の parameter を変える事によつて、 ${}^3\Delta_c$  を fit 出来るが、そうすると、50 MeV 領域の  ${}^3P_0$ -phase shift につい

では、<sup>11)</sup> fit が非常に悪くなる。つまり、この  
 ような簡単な one boson exchange model では、  
 両方をうまく fit するのが困難なようにみえ  
 る。

特に、one boson exchange model の精微化と  
 いう現在の理論的段階を考えると、この困難  
 を克服する事は、基本的に重要であろう。最  
 近では、scalar meson の代わりに、two pion ex-  
 change を  $\pi$ - $\pi$  や  $\pi$ - $N$  の実験 data を用いて計算  
 する試みが精力的に行われており、又、Regge  
 化の問題も議論されており、我々の実験 data  
 は、先に述べた意味に於いて、これらの model  
 を check する上で重要な役割を果たし得るだ  
 ろう。

一方、10 MeV 領域の精密実験は、強い相互  
 作用の最も精密な data を与え得るという意味  
 で、核力の charge dependence 等、相互作用の基  
 本的な問題を調べる上で有用である。特に、  
 電磁相互作用とのかかわり合いを明らかにす  
 る事は、単に、散乱の data から、nuclear part

の情報を引き出す為の correction として必要  
 であるという事以上の意味を持つていると思  
 われる。実際、Coulomb 力以外に、特に va-  
 cuum polarization の effect については、多く  
 の研究がなされているし、この実験の phase  
 shift analysis にも多く取り入れられている  
 。それ以外の電磁相互作用の effect について  
 も、proton の電磁構造を考慮した計算を行っ  
 た（詳細は参考文献参照）。それによると、 $\Delta_c$   
 に関しては、ほとんどの実験精度から見ても、無  
 視出来る程度の effect であつたが、S-wave に  
 対する effect は、実験精度と比べて無視出来  
 ないものである。しかし、S-wave に対する  
 effect は、核力のかたりの内部の問題なので  
 、計算方法にも問題があり、又、核力と分離  
 する事自体の問題もある。電磁相互作用によ  
 る p-p の polarization の計算値を、Fig. 11 に示  
 す。この実験から得られた phase shift を用い  
 て、求められた値(実線)と比べてみると、無  
 視出来ない事がわかる。この energy 領域では

・ polarization はまだ測られておらず、実験的研究が待たれている。

最後に、我々と他の実験との違いを明らかにする意味で、他のこれまでの実験について、comment しておく。Berkeley の data は、 $\pi$  170 トンを用いたため、background が多く、back-ground subtraction が 1% 近く、energy の誤差も 0.4% でかなり大きい。又、Los Alamos の data は、前方の角度での測定が少なく、しかも、 $10^\circ$  の data は  $\chi^2$  が大きくなりすぎるとして、neglect している為、 $12.5^\circ$  以上の data しか使っていない。gas target のまわりに、 $2.5\mu$  の Havar foil の window を用いており、multiple scattering の effect が問題であろう。又、gas の purity が 99.7% と悪く、前方角度の data は、contaminant の subtraction が大きな factor になるだろう。Minnesota の data は、かなり古く、energy spectre を測定していない為、contaminant の effect や、background subtraction 等が困難だと思われる。

## § Acknowledgment

この小論を終えるにあたり、この実験の共同研究者である、西村奎吾、田村詔生、佐藤皓各氏に感謝の意を表すると共に、実験にあたり適切な助言を頂いたバンデ、グラフ加速器実験室のstaffの方々に、お礼を申し述べたい。

## References

- 1) M. H. MacGregor, R. A. Arndt, R. M. Wright, Phys. Rev. 182 (1969) 1714
- 2) M. S. Sher, P. Signell, L. Heller, Annals of Phys. 58 (1970) 1
- 3) H. Sato (to be published)
- 4) J. Holdeman, P. Signell, M. Sher, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 243
- 5) S. Ogawa, S. Sawada, T. Ueda, W. Watari, M. Yonezawa,  
Supple. of Prog. Theor. Phys. 39 (1967) 140
- 6) D. J. Knecht, P. F. Dahl, S. Messelt, Phys. Rev. 148 (1966) 1031
- 7) L. H. Johnston, D. E. Young, Phys. Rev. 116 (1959) 989
- 8) R. J. Slobodrian, H. E. Conzett, E. Shield, F. Tivol,  
Phys. Rev. 174 (1968) 1122
- 9) H. P. Noyes, H. M. Lipinsky, Phys. Rev. 162 (1967) 884
- 10) L. Heller, M. S. Sher, Phys. Rev. 182 (1969) 1031.
- 11) K. Imai, K. Nisimura, H. Sato, N. Tamura  
Bulletin of the Institute for Chemical Research. Kyoto Univ. 52 (1974) 142
- 12) K. Imai, KUNS-304. (1974). unpublished
- 13) Marion, Young. Nuclear Reaction Analysis. (North. Holl. pub.)
- 14) M. Q. Makino, C. N. Waddel, R. M. Eisberg.  
Nucl. Instr. Methods 60 (1968) 109
- 15) E. A. Silverstein, Nucl. Instr. Methods 4 (1959) 53



- 16) C.L. Critchfield, D.C. Dodder, Phys. Rev. 75 (1949) 419
- 17) L. Durand III, Phys. Rev. 108 (1957) 1597
- 18) E. Eriksen, L.L. Foldy, W. Rarita, Phys. Rev. 103 (1956) 781.
- 19) Prof. W. Watari には 1974 年に 70 歳で引退した。
- 20) S. Furuichi, H. Suemitsu, W. Watari, M. Yonezawa,  
Prog. Theor. Phys. 41 (1969) 461

## Figure Caption

- Fig 1 実験の set up
- Fig 2 Target center での Beam profile
- Fig 3 exit foil 上 (A) と Faraday cup の 入口 (B) での Beam の 広がり。縦軸は  $\int_R^{\infty} I(r) 2\pi r dr / I_0$  を % として示してゐる。
- Fig 4 測定回路系
- Fig 5 5 MeV での 散乱陽子の energy spectre。  
a は  $8^\circ$ , b は  $11^\circ$  の spectre である。b では小さな contaminant peak が見える。
- Fig 6  $45^\circ$  での 同時測定に於ける 二次元の energy spectrum。等高線で Yield を示す。左右の Detector からの pulse height がそれぞれ X 軸 Y 軸に対応してゐる。
- Fig 7 G-factor 補正項。実線が平行ビームの公式、点線が divergent ビームの公式から計算したものの。
- Fig 8 微分断面積 (C.M 系)
- Fig 9 'S. - phase shift. MAW-X は MacGregor 等による energy dependent solution'。

Fig 10  ${}^3\Delta_c$  - phase shift. SSH は Sher et al に よ る ,  
energy dependent solution<sup>2)</sup>. broken curve は  
one pion exchange , dot-dash curve は OBE  
model に よ る 計 算 値 と 示 す。

Fig 11  ${}^8\text{MeV}$   ${}^2\text{p}$  の polarization 。 実線 は 、 得 ら れ  
た phase shift set と 用 い て 計 算 し た も の 。  
点線 は 、 電磁相互作用 に よ る 計 算 値 。

Table 1 P-P Differential Cross Section

$\theta_{lab}^{E_p}$	4.978 MeV		6.968 MeV		8.030 MeV	
	$\sigma(\theta)_{c.m.}$ mb/sr		$\sigma(\theta)_{c.m.}$ mb/sr		$\sigma(\theta)_{c.m.}$ mb/sr	
8°	461.92	±2.92	248.14	±1.49	189.82	±0.95
9°	301.90	1.36	165.58	0.68	130.22	0.54
10°	212.93	0.75	123.20	0.42	98.95	0.34
11°	161.84	0.58	99.52	0.38	81.27	0.26
12°	132.87	0.40	85.80	0.23	71.95	0.23
13°	115.76	0.42	78.41	0.21	66.39	0.17
14°	105.70	0.38	74.02	0.18	63.25	0.20
15°	99.86	0.38	71.31	0.23	61.80	0.20
16°	96.24	0.38	69.74	0.22	60.65	0.21
18°	93.33	0.39	69.38	0.24	60.35	0.18
20°	93.11	0.31	69.38	0.24	61.09	0.20
22.5°	93.81	0.36	70.16	0.22	61.64	0.20
25°	94.98	0.38	71.08	0.21	62.26	0.22
30°	97.46	0.37	72.71	0.23	63.68	0.21
35°	98.68	0.32	73.90	0.26	64.22	0.22
40°	98.90	0.41	73.43	0.26	64.24	0.21
45°	100.00°	0.35	74.09	0.26	64.85	0.22

The errors quoted are relative only.

Table 2 A Summary of Errors

## Relative Error (in percent)

Pressure	0.03
Temperature	0.04
Current Integrator	0.02
Beam Energy	0.1~0.2
Angle Setting	0.0~0.5
Counting Loss	0.0~0.2
Statistics	0.2~0.3
Total	0.3~0.5

## Normalization Error (in percent)

Target Number	0.11
Charge Collection	0.12
G-factor	0.10
Total	0.20
Beam Energy <sup>a)</sup>	0.1

a) indicates the error in the calibration of the beam energy and does not include the error due to the uncertainty of the resonance energy  $C^{12}(p,p)C^{12}$  at 4.808 MeV.

Table 3 Phase Shift Analysis

E (MeV) \		$^1S_0$	$^3\Delta_c$	$^3\Delta_{LS}$	$^3\Delta_T$	$\frac{\chi^2}{N-2}$
4.978 (4.983)	a	$54.63 \pm 0.04$	$0.015 \pm 0.014$	0.040	-0.512	1.04
	b	54.63 0.05	0.014 0.016	0.041	-0.512	0.82
	c	54.65 0.04	0.008 0.014	0.051	-0.504	1.16
6.968 (6.975)	a	$55.34 \pm 0.04$	$0.036 \pm 0.014$	0.103	-0.739	0.89
	b	55.34 0.04	0.035 0.016	0.106	-0.737	0.67
	c	55.37 0.04	0.031 0.014	0.111	-0.733	0.94
8.030 (8.030)	a	$55.30 \pm 0.04$	$0.055 \pm 0.014$	0.133	-0.856	0.66
	b	55.30 0.04	0.052 0.016	0.136	-0.853	0.49
	c	55.33 0.04	0.050 0.014	0.140	-0.850	0.70

OBE - Parameter

	mass	$G^2/4\pi$	$Gf/4\pi$	$f^2/4\pi$
$\pi$	137.5	14.4		
$\omega$	750	8.28	2.574	0.800
$\rho$	750	21.92	8.427	3.240
scalar meson	450	2.57		

Fig. 1 SCATTERING CHAMBER

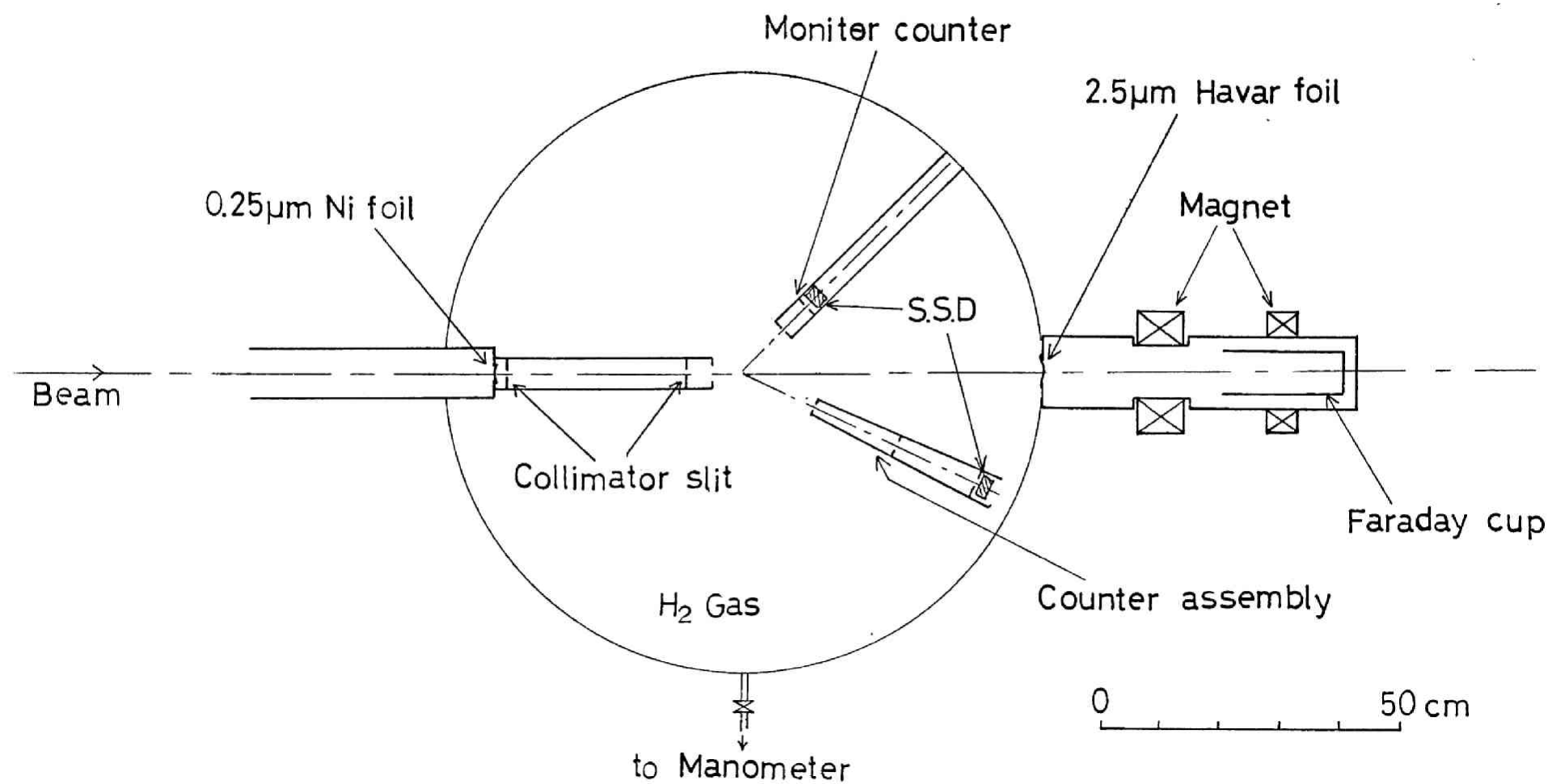




Fig. 2 Beam Profile at Target Centre

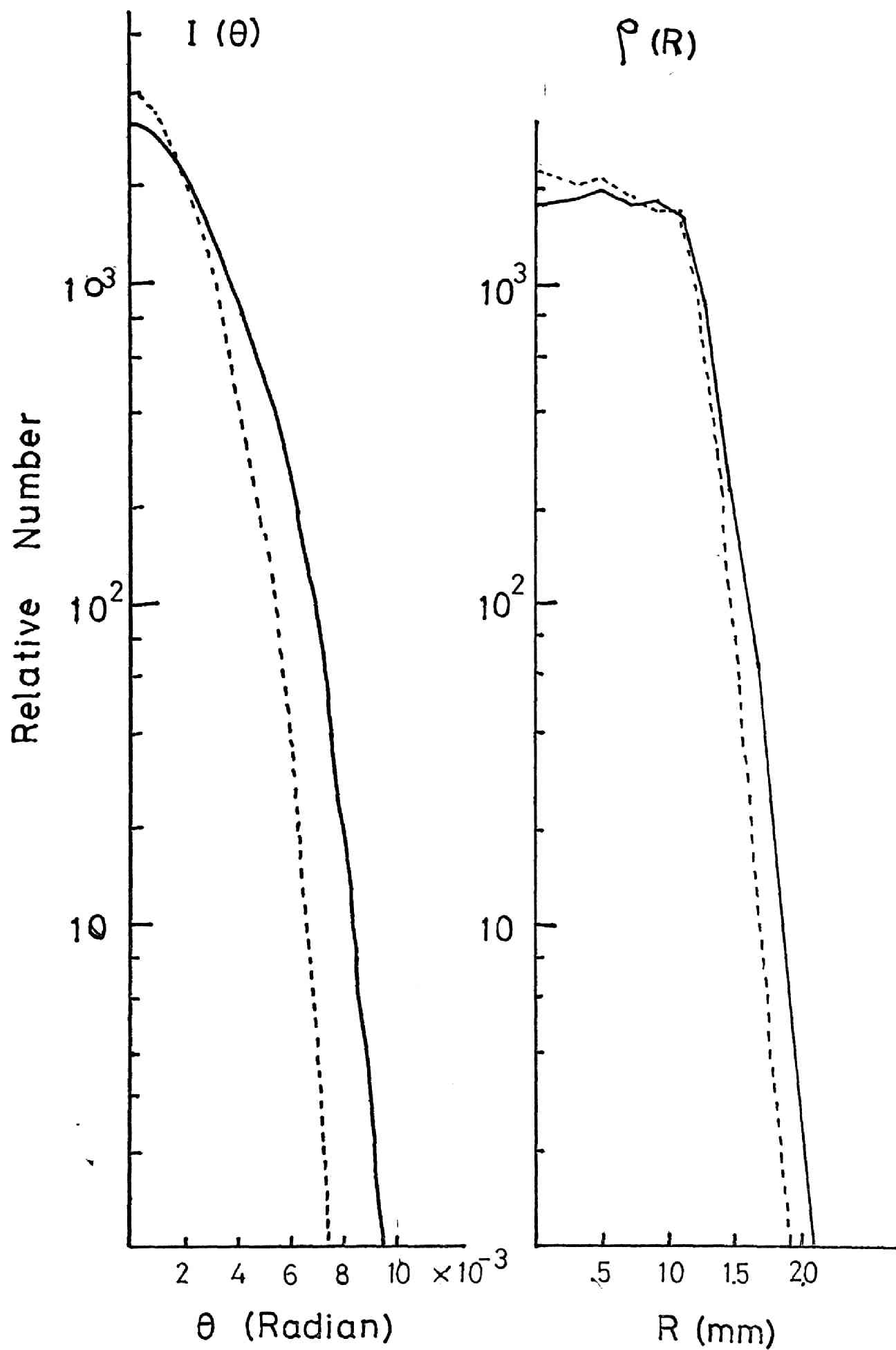


Fig. 3 Charge Collection

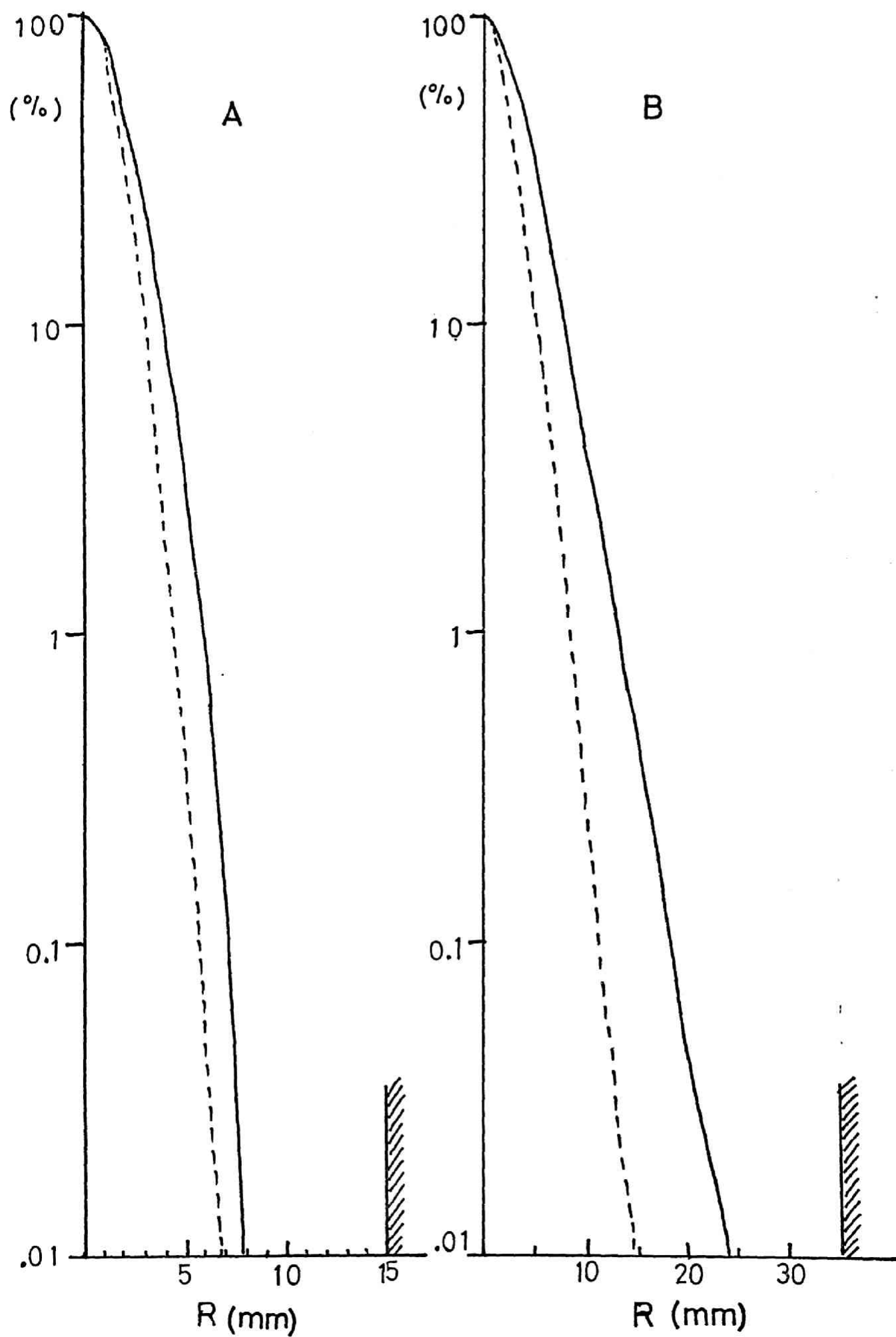


Fig. 4 BLOCK DIAGRAM OF ELECTRONICS

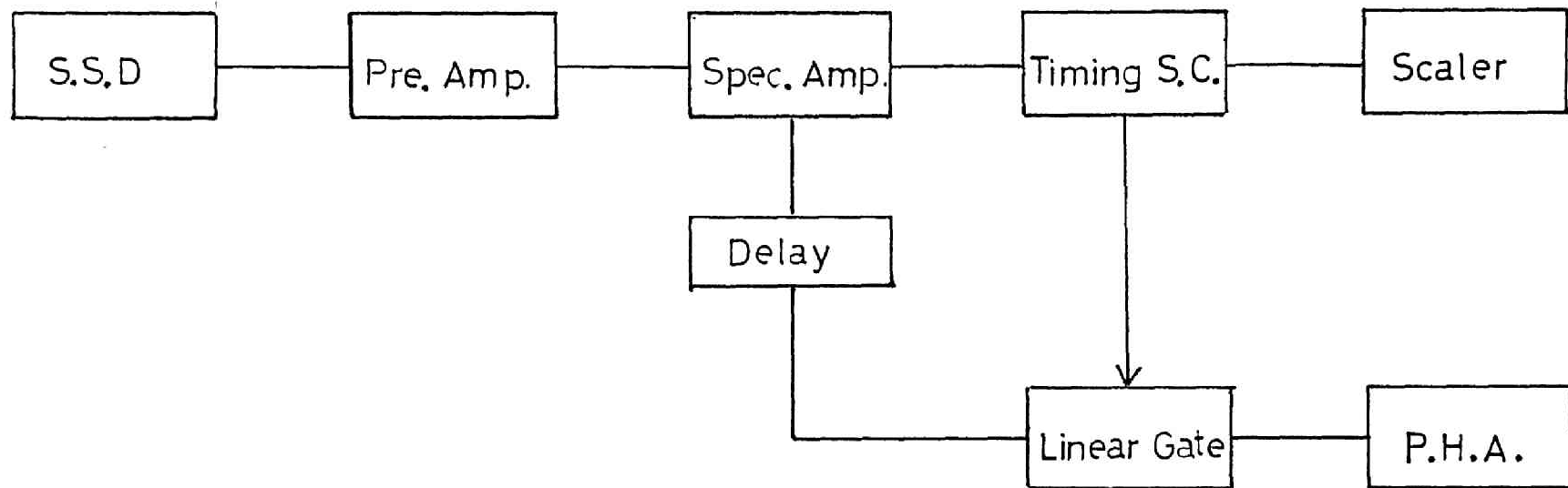


Fig 5-a

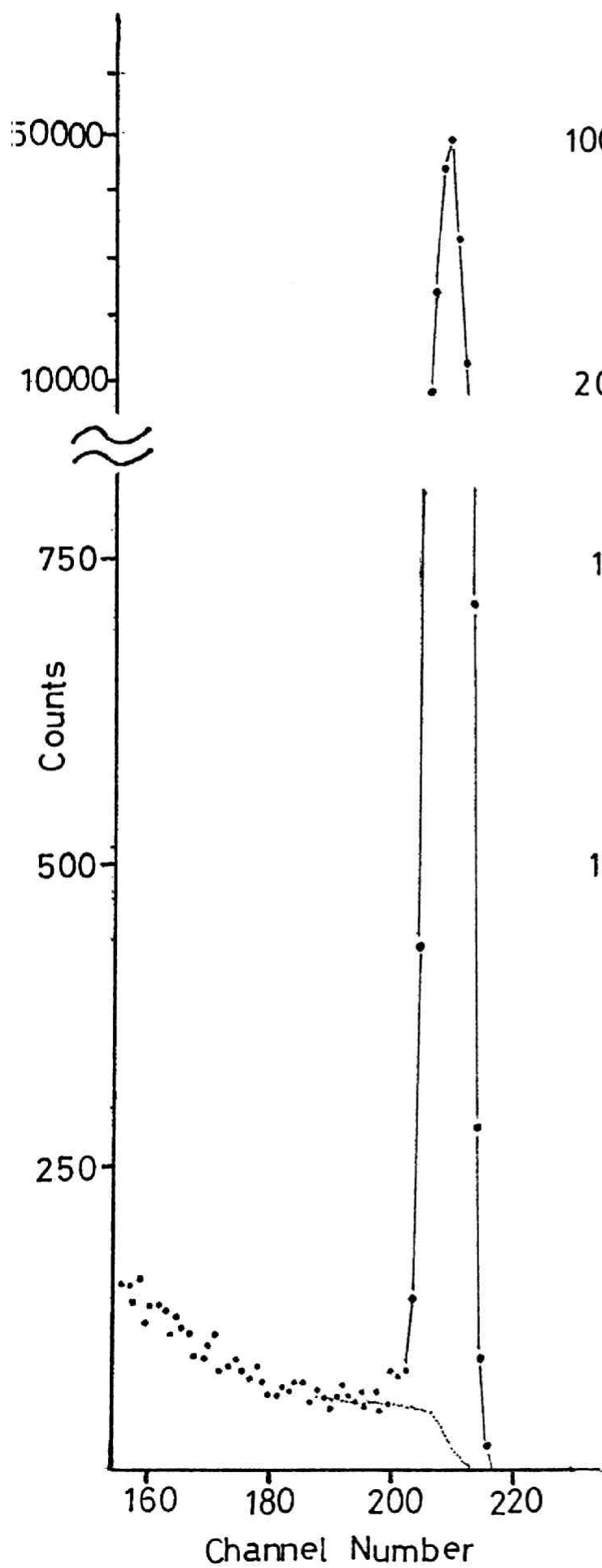


Fig 5-b

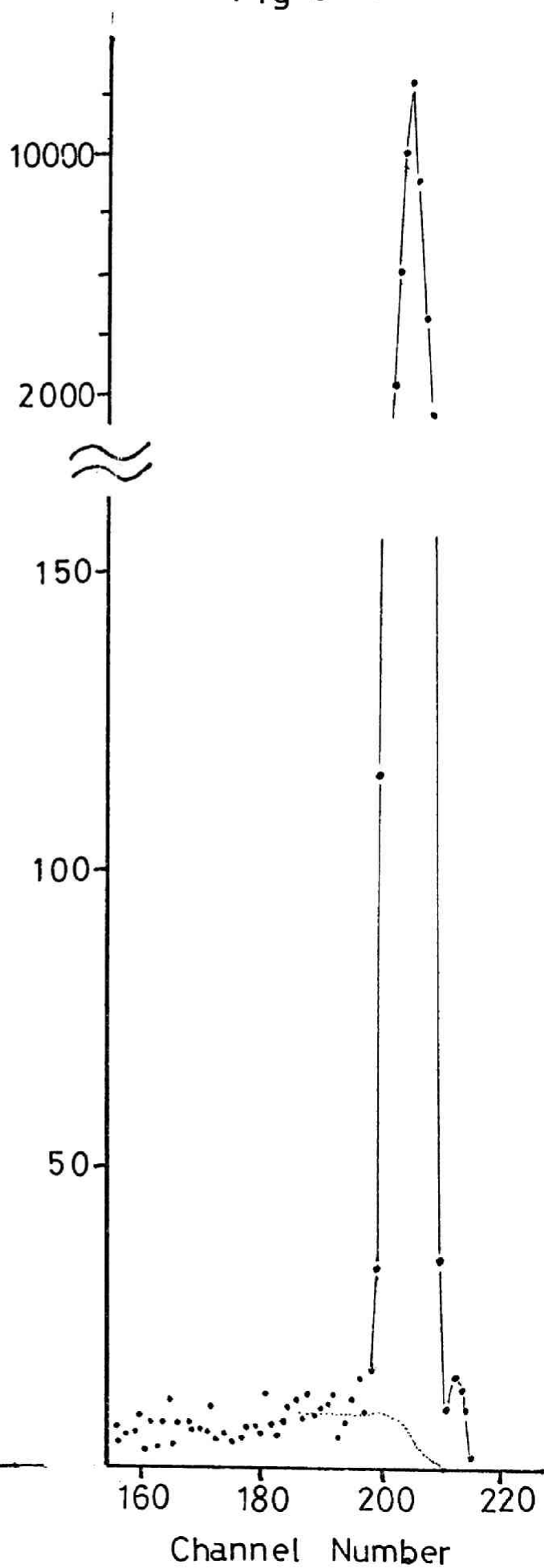


Fig 6

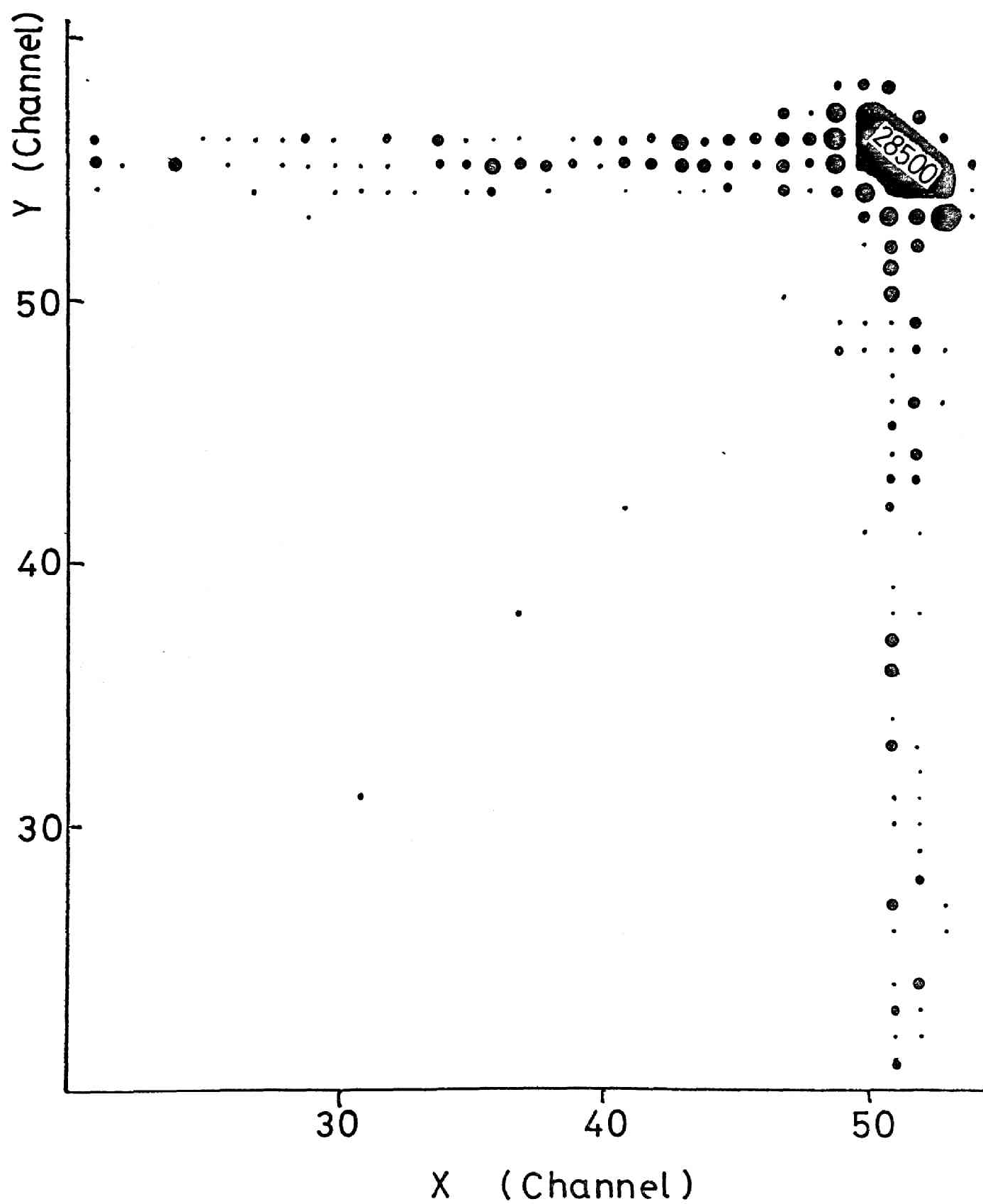


Fig 7 G-Factor Correction

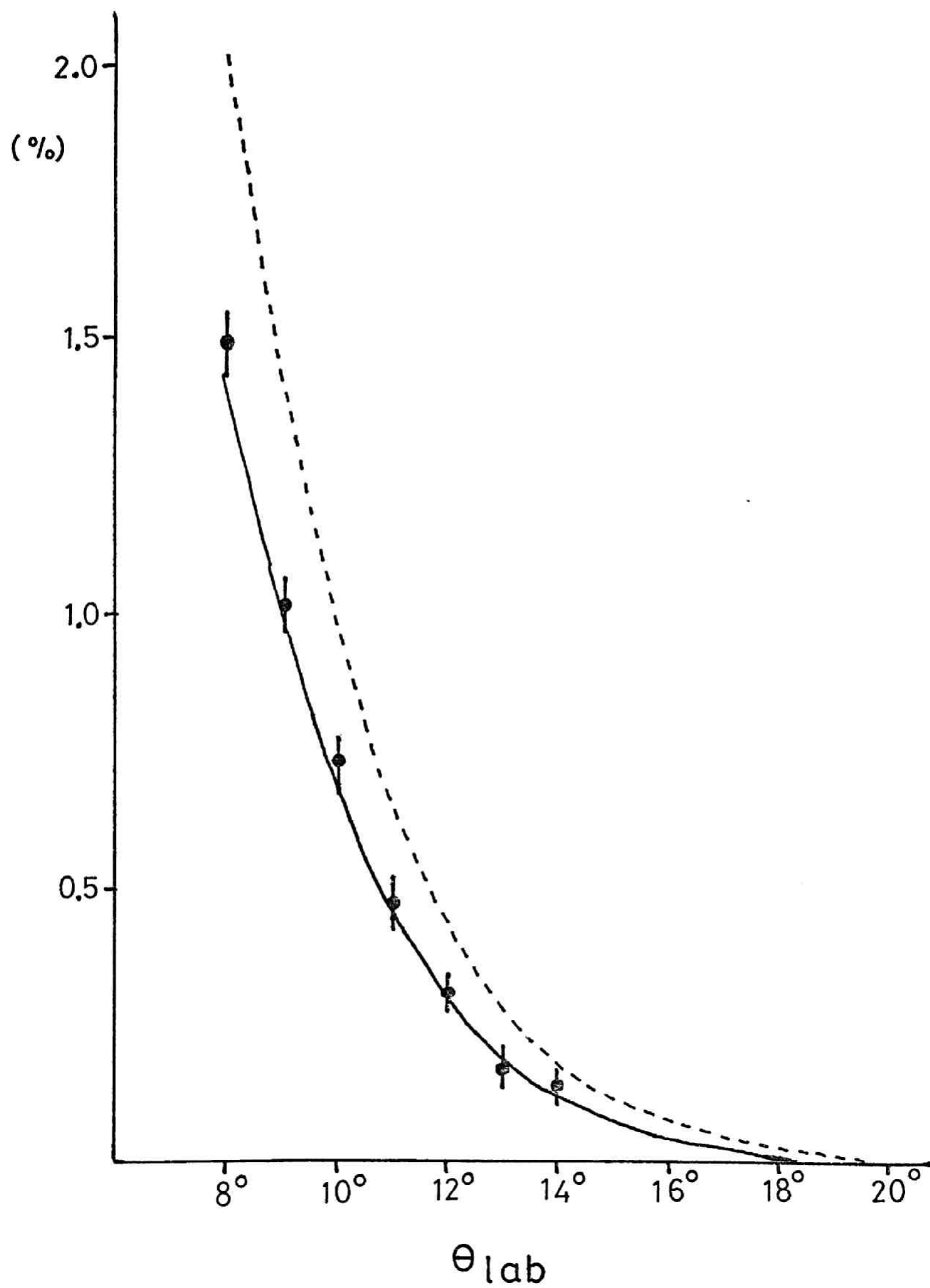


Fig 8

Proton-Proton Differential Cross Sections

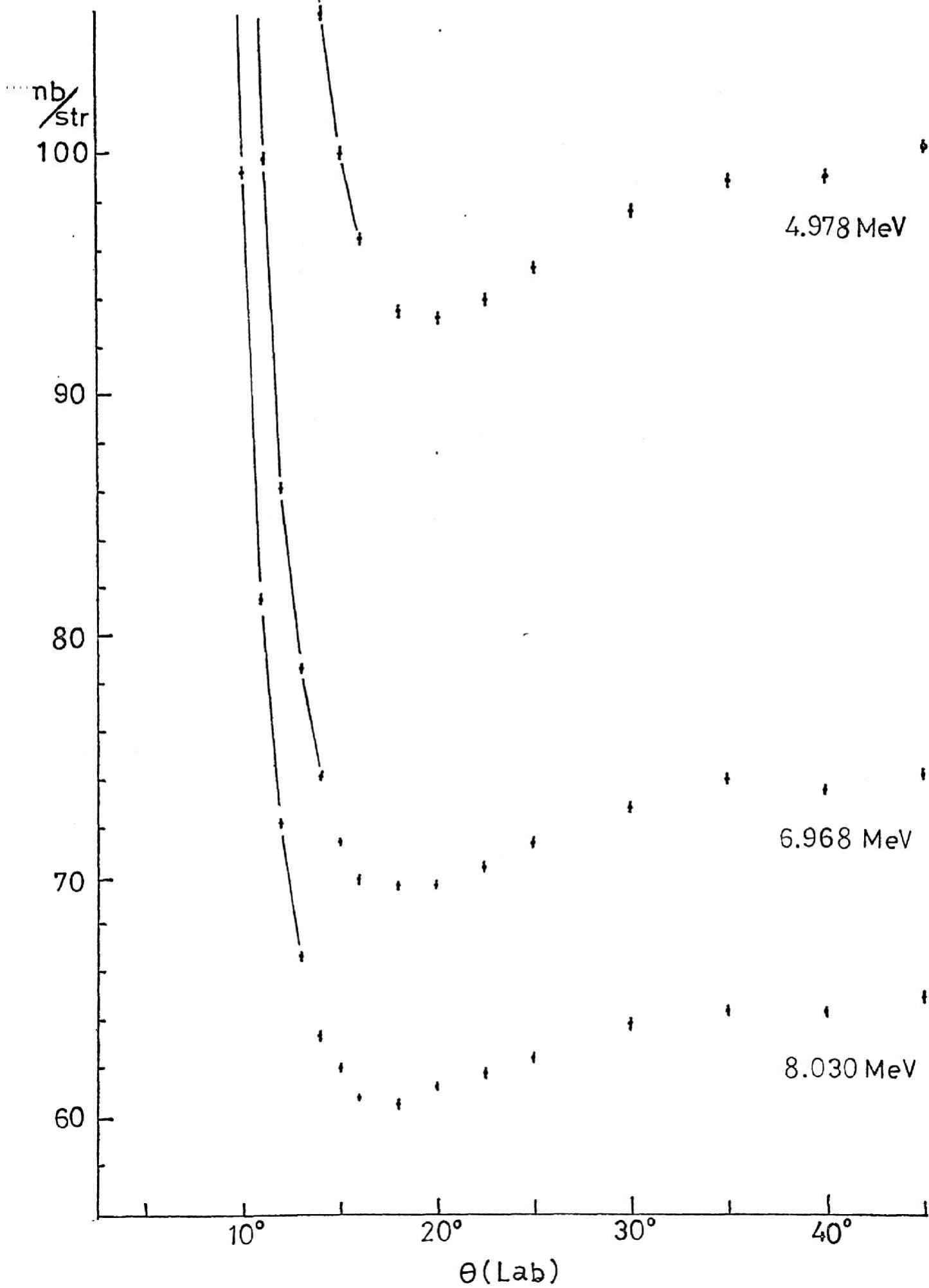




Fig 9 S-Wave Phase Shift

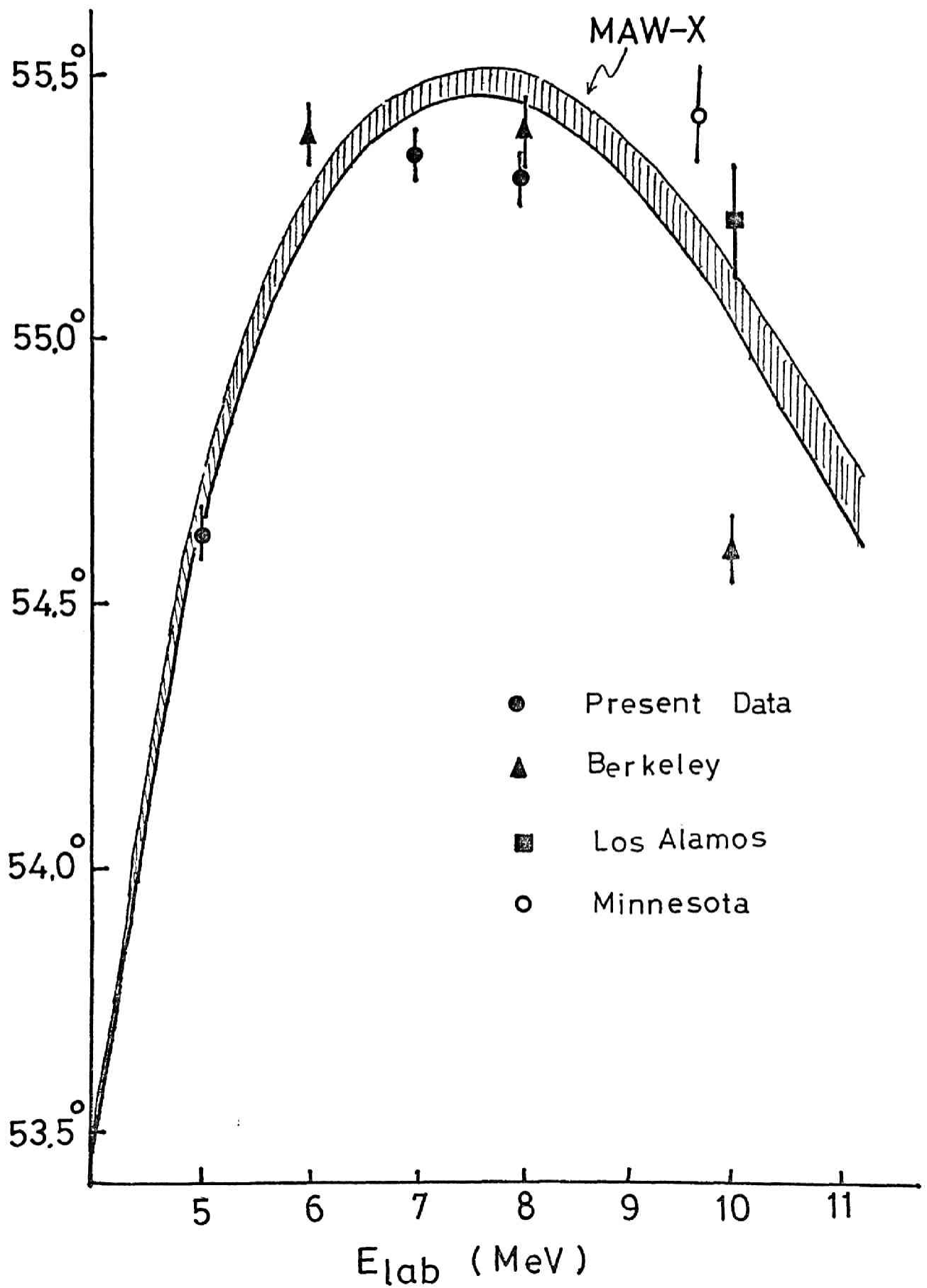


Fig 10  $^3\Delta_c$

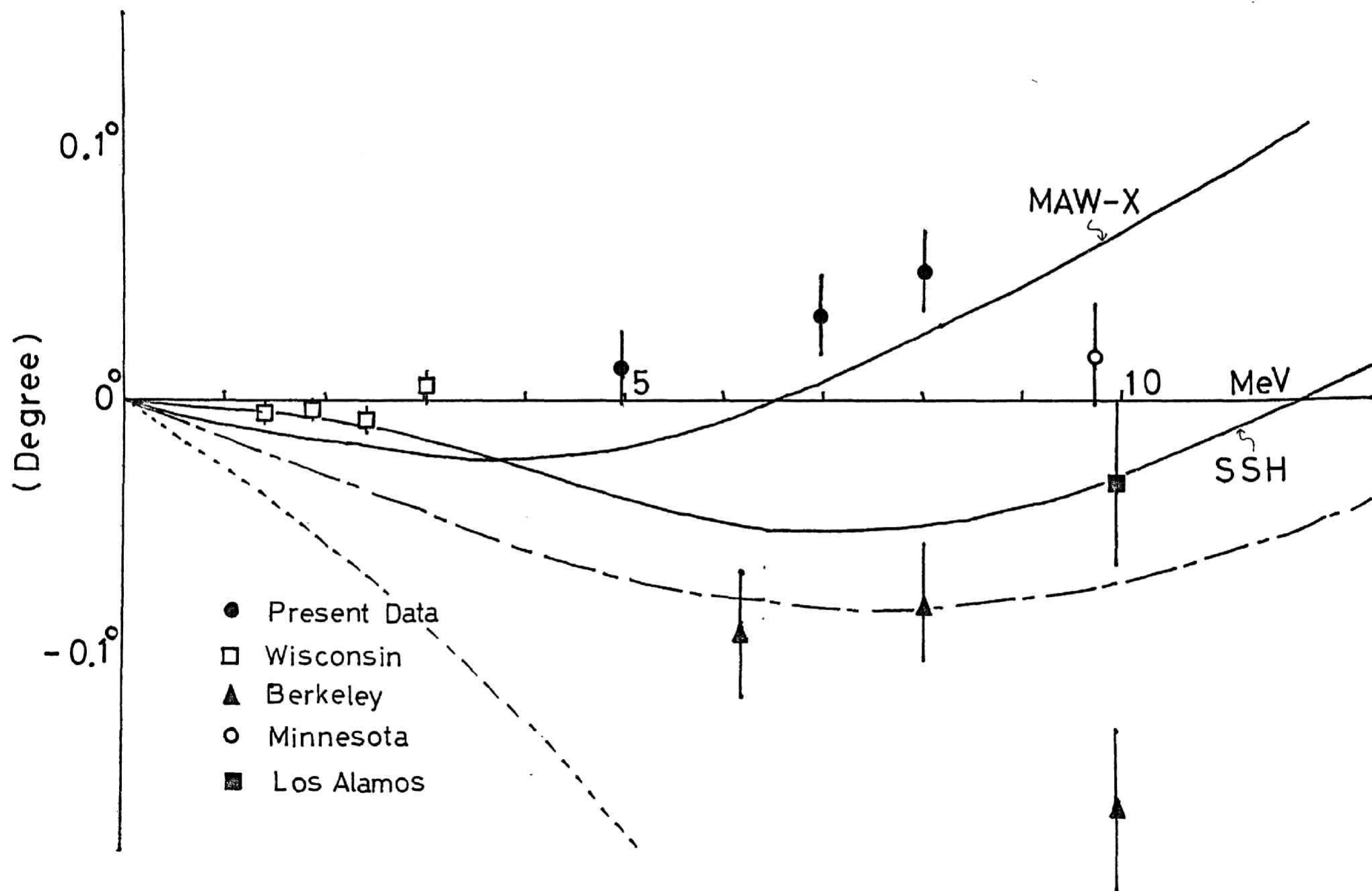


Fig. 11 Polarization

